Untersuchungen von Flammenspektren mit dem Vakuumbolometer.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

der hohen

philosophischen Fakultät der Kgl. Universität Breslau

vorgelegt

und mit ihrer Genehmigung veröffentlicht

von

Eberhard Buchwald.

Sonnabend, den 19. Februar 1910, mittags 12 1/2 Uhr

im Musiksaal der Universität

Vortrag:

„Das Dopplersche Prinzip"

und

Promotion.

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

Breslau
Druck und Verlag H. Fleischmann
1910

Gedruckt mit Genehmigung der hohen philosophischen Fakultät der Kgl. Universität Breslau.

Referent: Prof. Dr. **Lummer.**

Correferent: Prof. Dr. **Pringsheim.**

Examen rigorosum: 30. Oktober 1909.

Meiner Mutter

und dem

Andenken meines Vaters.

Inhalt.

Seite

I. Teil. Das Vakuumbolometer.

Einleitung 9
§ 1. Herstellung 10
§ 2. Empfindlichkeitsbestimmung.
a. Messapparate 12
b. Messungsresultate 16
§ 3. Zur Theorie des Vakuumbolometers 21

II. Teil. Untersuchung von Flammenspektren.

Einleitung 25
§ 1. Uebersicht über die bisherigen Temperaturbestimmungen von Flammen.
a. Temperaturbestimmuugen, die sich nicht auf die Strahlungsgesetze gründen 25
b. Temperaturbestimmungen auf Grund der Strahlungsgesetze 27
§ 2. Gedankengang der vorliegenden Arbeit 31
§ 3. Absorptionsvermögen des Bunsenbrenners in der CO_2-Bande 4,4 μ 33
§ 4. Darstellung schwarzer CO_2-Strahlung von 4,35 μ . . 36
§ 5. Vergleich mit dem absolut schwarzen Körper . . . 38
§ 6. Struktur der CO_2-Bande 4,4 μ 42
§ 7. Wasserdampf- und Kohlensäurebanden in anderen Strahlungsquellen 45
§ 8. Benutzung der Kohlensäurestrahlung zur Bestimmung der Funkentemperatur 46

I. Teil.

Das Vakuumbolometer.

Einleitung.

Warburg[1]), Leithäuser und Johansen haben kürzlich das Verhalten des Linearbolometers im Vakuum theoretisch und experimentell einer systematischen Untersuchung unterzogen und auf die Vorteile hingewiesen, die das Vakuumbolometer dem Luftbolometer gegenüber aufweist. Nicht nur, dass bei ihm Störungen fortfallen, wie sie etwa durch den wechselnden Feuchtigkeitsgehalt der Luft oder durch Luftströmungen hervorgerufen werden; vor allem wird die Empfindlichkeit bedeutend erhöht, weil der Bolometerstreifen keine Wärme durch Luftleitung verliert und so bei gleicher Bestrahlung eine höhere Temperatur als in Luft annimmt. Und zwar hat Warburg gezeigt, dass sich die Verhältnisse am günstigsten gestalten bei den schmalsten Streifen, wie man sie zur Erzielung einer grossen spektralen Auflösung braucht.

Ich habe mich daher, als ich mich auf Anregung von Herrn Professor Lummer mit einem Problem der Wärmestrahlung zu beschäftigen anfing, bei dem es auf möglichste Feinheit der ausgeschnittenen Spektralbezirke ankam, zunächst mit der Herstellung und Wirkungsweise von Vakuumbolometern beschäftigt und berichte darüber in dem I. Teile der folgenden Arbeit.

---

[1]) E. Warburg, G. Leithäuser und Ed. Johansen, Ueber das Vakuumbolometer, Ann. d. Phys. (4) 24 p. 25 1907.

§ 1. Herstellung.

Fig. 1 zeigt ein Vakuumbolometer von der endgültig gewählten Form. R ist ein Schieferrähmchen, auf dem mit Neusilberklemmen das Platinblech P befestigt ist. An dieses Platinblech einerseits und an 2 Neusilberklemmen andrerseits waren die beiden möglichst gleichen Bolometerstreifen B_1 und B_2 angelötet, die nach den Lummer-Kurlbaum[1])-schen Angaben aus Platin-Silberfolie geschnitten, abgeätzt und in Platinchloridlösung mit Platinschwarz beschlagen worden waren. Bei einigen Streifen war es geglückt, nur die Vorderseite mit der Oberfläche der Lösung in Berührung zu bringen und zu schwärzen. Die Rückseite blieb blank, was den Vorteil bot, dass die Wärmeverluste durch Ausstrahlung vermindert wurden. Der Streifen B_2 wurde bestrahlt. B_1 war durch ein an den Schieferrahmen angekittetes, in der Figur weggelassenes Kupferblech gegen Strahlung geschützt. Z_1, Z_2, Z_3 sind drei zu den Klemmen K führende Neusilberzuleitungen, und zwar führen Z_1 und Z_2 zu dem unteren Ende von je einem Bolometerstreifen, während Z_3 die gemeinsame Zuleitung zu den oberen Enden von B_1 und B_2 ist.

Die drei in der vorliegenden Arbeit benutzten Bolometerstreifen hatten die Breiten:

I 0,5 mm
II 0,2 mm
III 0,15 mm

Die wirksame Streifenlänge betrug bei den Bolometern I und III, die genau nach Figur I gebaut waren, 12 mm, bei Bolometer II, das in einigen Einzelheiten von der Figur abwich, 16 mm. Der Widerstand des Bolometerstreifens mit Zuleitung war

bei I 4,16 Ω
„ II 10,27 Ω
„ III 10,9 Ω

doch wird darauf noch näher eingegangen werden.

[1]) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Bolometrische Untersuchungen. Wied. Ann. 46 p. 205, 1892.

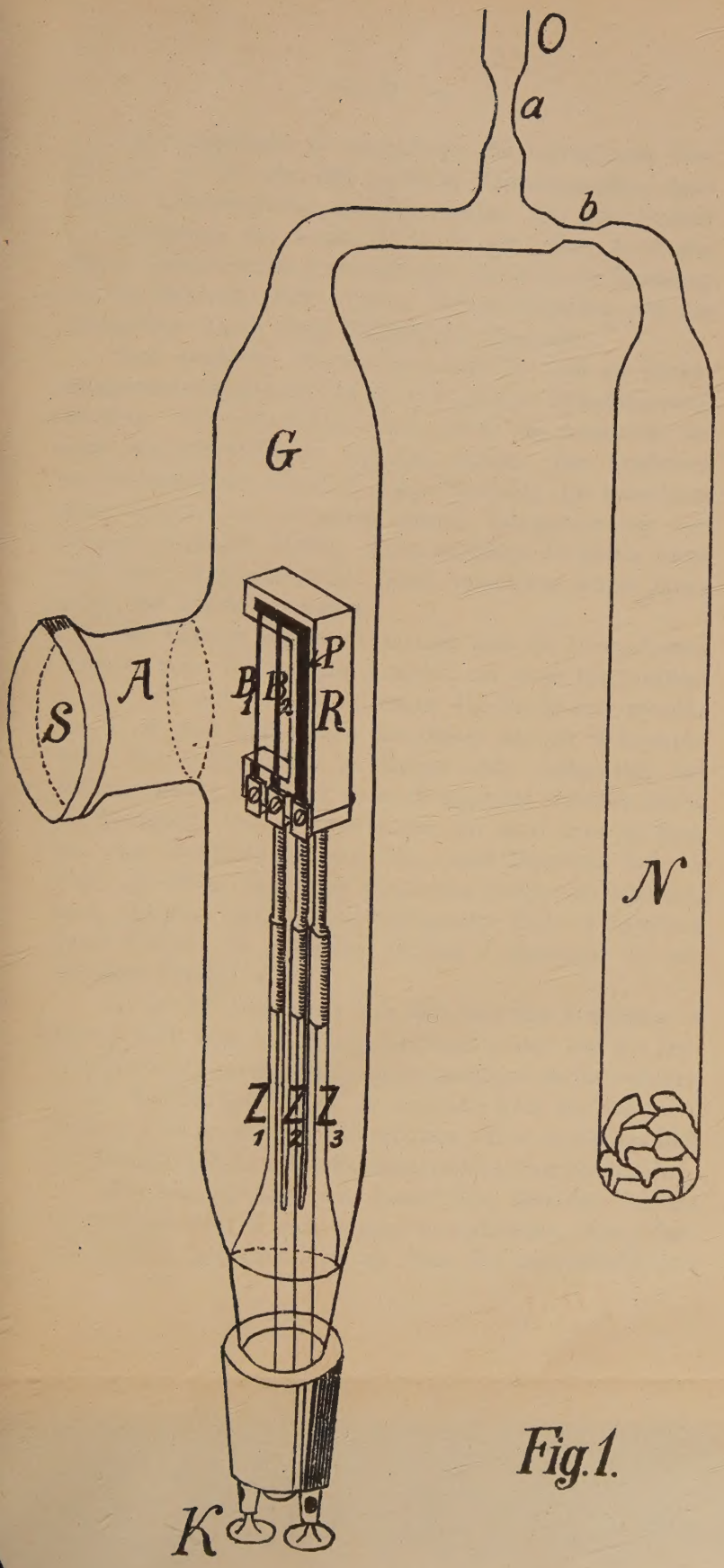


Fig. 1.

Ein Glasgehäuse G umschliesst die beschriebene Vorrichtung; N ist ein mit geglühter Kokosnussschale, sogenannter Kokosnusskohle, gefülltes Gefäss. Das Rohr O führt zur Luftpumpe, das Ansatzrohr A ist mit einer 4—5 mm dicken Steinsalzplatte S verschlossen, durch die die Strahlung auf das Bolometer fällt. Gegen fremde Strahlung war das Glasgehäuse durch einen Blechmantel geschützt.

Zum Aufkitten der Steinsalzplatte hat sich ein leichtschmelzender Siegellack von äusserst geringer Dampfspannung bewährt. Vor dem Kitten muss sowohl das Ansatzrohr als auch die Steinsalzplatte erwärmt werden. Das Erwärmen der Steinsalzplatte erfordert einige Vorsicht; ich habe dazu einen Glimmerofen verwandt, dessen Temperatur nur sehr langsam gesteigert wurde. Sonst beschlägt die Platte leicht und wird undurchsichtig. (Zum Aufpolieren wurde Zinnasche und Alkohol verwandt).

Das Vakuum stellte ich anfangs nach der Dewar'schen Methode her: Ich pumpte zunächst mit einer Quecksilberpumpe bis auf wenige Millimeter Hg-Druck vor, schmolz bei a ab und kühlte dann das Gefäss mit der Kokosnusskohle durch Eintauchen in flüssige Luft. Bekanntlich hat Kokosnusskohle bei dieser tiefen Temperatur in hohem Masse die Fähigkeit, Gas zu adsorbieren, nur muss man sie kurz vor dem Gebrauch längere Zeit (nach Dember, Ann. d. Phys. (4) 30 p. 144, 1909 mindestens 2 Stunden) möglichst hoch erhitzen, was in dem vorliegenden Falle zweckmässig unter Vakuum in demselben Gefässe N geschieht, in dem sie dann gekühlt wird.

In der Tat konstatiert man bald nach dem Eintauchen in flüssige Luft, wenn man Aussenelektroden anlegt und den Entladungsstrom eines kleinen Induktoriums durch das Rohr schickt, an der Entladungsform die zunehmende Güte des Vakuums. Nach ein- bis zweistündiger Einwirkung wurde die flüssige Luft entfernt und das Rohr mit der Kokosnusskohle bei b abgeschmolzen.

Man bemerkt aber nach kurzer Zeit, dass das Vakuum im Bolometerrohr G sich wieder verschlechtert, was jedenfalls darauf zurückzuführen ist, dass die Gefässwände und

vor allem einige Teile des bolometrischen Apparates, z. B. der Asphaltlack, mit dem die Neusilberklemmen vor dem Abätzen der Bolometerstreifen bezogen worden waren, Luft abgeben. Diese Vermutung wurde durch einen Versuch bestätigt, bei dem zwei gleiche Glasgefässe, von denen das eine leer war, das andere die Bestandteile des Bolometers enthielt, mittels Kokosnusskohle luftleer gemacht wurden. In dem leeren Gefäss erhielt sich das Vakuum nach dem Abschmelzen des Kohlegefässes fast unverändert, während es sich in dem anderen merklich verschlechterte.

Es erschien also unmöglich, das Bolometer auf diese Weise gut evakuiert zu erhalten, wenn man nicht ständig mit flüssiger Luft kühlen wollte. Ich entschloss mich daher, die Dewarsche Methode aufzugeben, nur die Hg-Pumpe zum Auspumpen zu benutzen und das Bolometergefäss in ständiger Verbindung damit und mit einem Mac Leodschen Manometer zu lassen, an dem der herrschende Druck jederzeit abgelesen werden konnte. Damit gibt man allerdings die leichte Beweglichkeit des Apparates preis; doch gestatten einige Kundtsche Spiralen immer noch die erforderlichen geringen Verrückungen, und man hat dafür den Vorteil, ständig bei einem genau definierten Vakuum zu messen, welches nicht schlechter ist, als das von der Dewarschen Methode in diesem Falle gelieferte (etwa 1/1000 mm nach einer persönlichen Mitteilung von Herrn Dr. Leithäuser).

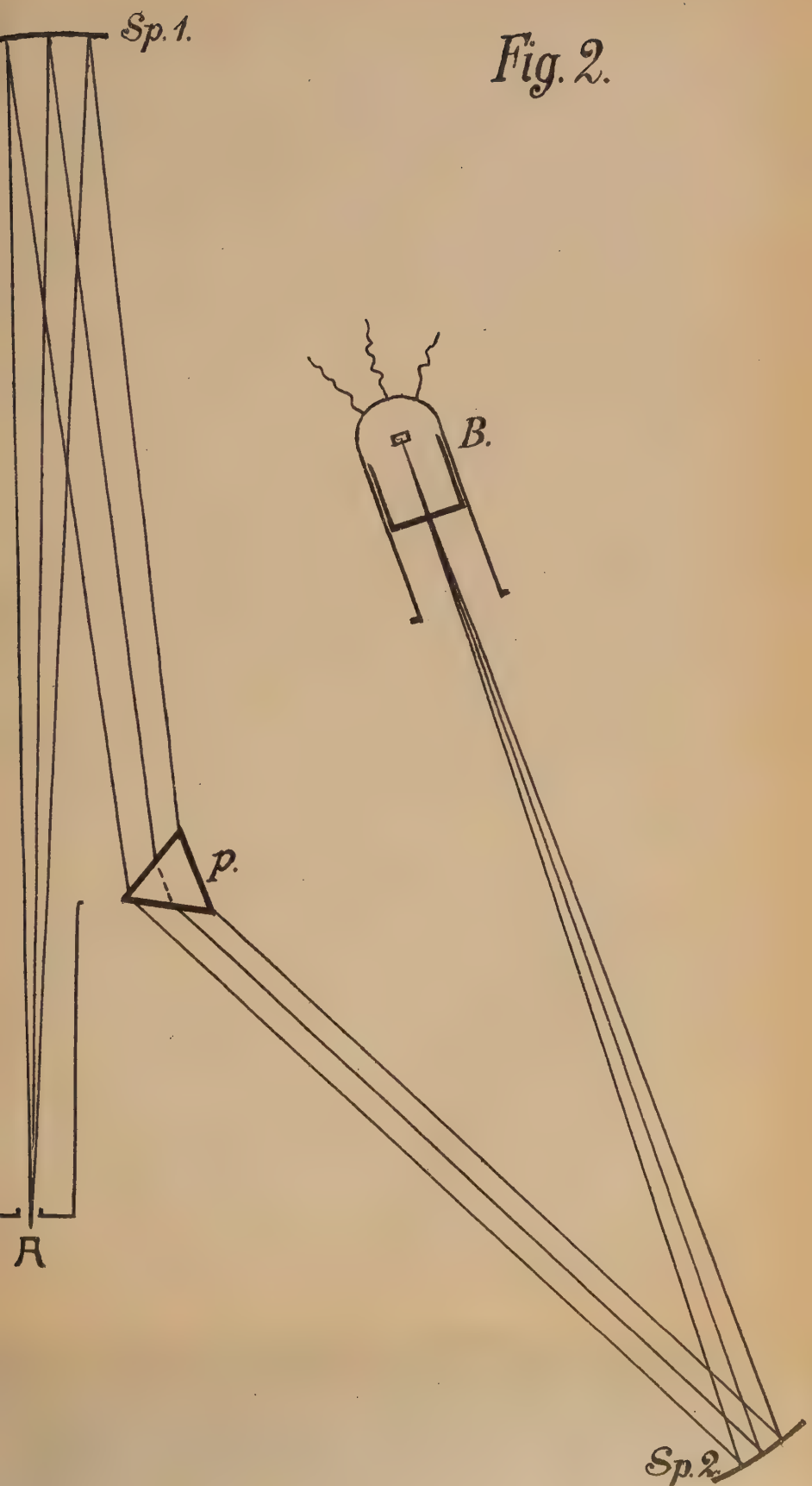
Ferner ist so die Möglichkeit geboten, die allmähliche Aenderung der Strahlungsempfindlichkeit mit dem Drucke zu verfolgen. Zu den diesbezüglichen Messungen gehe ich jetzt über.

§ 2. Empfindlichkeitsbestimmung.

a) Messapparate.

Die Apparate zur Messung der Empfindlichkeit des Vakuumbolometers sind im wesentlichen dieselben, wie bei den Messungen im ultraroten Spektrum, über die im zweiten Teile der Arbeit berichtet wird. Ich füge hier ihre Be-

Fig. 2.



schreibung mit grösserer Genauigkeit ein, als es für das Nächstfolgende nötig wäre, um im II. Teile nicht darauf zurückkommen zu müssen.

Das Vakuumbolometer wurde an einen von Schmidt & Haensch gelieferten Spiegelspektrometer befestigt, dessen wesentliche Teile in Figur 2 abgebildet sind. Die von dem Spalte A ausgehenden Strahlen werden durch den vorderseitig versilberten Hohlspiegel Sp_1 parallel gemacht, durchsetzen das Prisma P und treffen auf den Hohlspiegel Sp_2 auf, der sie in seiner Brennebene, auf dem Bolometerstreifen B, wieder vereinigt.

Die Spalthöhe betrug 1 cm, die Spaltbreite wurde im allgemeinen gleich der des gerade benutzten Bolometerstreifens gemacht.

Was die Spiegel betrifft, so standen zwei Paar zur Verfügung, eins von 36 cm Brennweite und 4 cm Durchmesser, das andere von 60 cm Brennweite und 9 cm Durchmesser. Beim Auswechseln blieb die Stellung der Spiegel unverändert, während Spalt und Bolometer durch Ansatzstücke an die Spektrometerarme herausgerückt wurden.

Bei Anwendung der grossen Spiegel hatte man den Vorteil einer höheren Dispersion, aber den Nachteil, dass nicht die ganze durch den Spalt einfallende Energie ausgenutzt werden konnte, weil keins der vorhandenen Prismen die Spiegelöffnung ganz ausfüllte.

An Prismenmaterial standen neben zwei 60°-Steinsalzprismen von 4,6×6 cm nutzbarer Fläche zwei kleine Flussspatprismen von nur 2,3×3 cm nutzbarer Fläche zur Verfügung, deren brechende Winkel 60°12′45″ bezw. 60°10′12″ betrugen. Der Flusspat hat in dem in Betracht kommenden Spektralgebiet eine grössere Dispersion als das Steinsalz; z. B. nahm das Spektrum von 1—5 μ bei meinen Flussspatprismen einen Winkelraum von 2°28′ ein, bei den Steinsalzprismen nur einen von 1°6′.

Jenachdem mehr oder weniger Energie zur Verfügung stand, konnte die Dispersion grösser oder geringer gewählt werden. So kam es, dass im Laufe der Messungen ab-

wechselnd verschiedene Kombinationen von Prismen und Hohlspiegeln angewandt wurden. Die in der folgenden Arbeit angegebenen Resultate sind aber sämtlich mit kleinen Spiegeln und Flussspatprismen gewonnen. Dabei wurden zum Teil die beiden Flussspatprismen aufeinandergesetzt; bei ihrem nahezu gleichen Brechungswinkel sind die dadurch entstehenden Inkorrektheiten, wie man sich durch eine einfache Rechnung überzeugt, für die meisten Fälle ohne Belang. Bei den Messungen blieb das Prisma dauernd in der Minimumstellung für D-Licht stehen; der Bolometerstreifen wurde okular auf D-Licht eingestellt. Wird er durchs Spektrum bewegt, so ist seine Stellung durch den am Teilkreis von 20″ zu 20″ ablesbaren Winkelabstand von dieser Nullstellung charakterisiert. Aus den Dispersionstabellen, die Rubens[1]) für Steinsalz und Paschen[2]) für Flussspat aufgestellt hat, berechnet sich die Wellenlänge, die zu einem bestimmten Winkelabstande vom D-Licht gehört.

Es sei erwähnt, dass der Bolometerstreifen von 0,2 mm Breite bei Anwendung der grossen Spiegel einen Winkelraum von 1′20″ im Spektrum einnahm, was in der Gegend von 4 μ beim Flussspat einem Wellenlängenbezirke von 0,03 μ entspricht. Bei Benutzung der kleinen Spiegel sind die entsprechenden Zahlen 1′50″ und 0,04 μ.

Die beiden Bolometerstreifen B_1 und B_2 bildeten zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brückenanordnung; den dritten und vierten Zweig stellte eine 16,5 cm lange Brücke mit mikrometrisch verschiebbarem Quecksilberkontakt dar, zu der soviel Widerstand hinzugeschaltet wurde, dass der aller vier Zweige nahezu der gleiche war. An die Brückenmitte und an die Verbindungsstelle der Bolometerstreifen waren die Zuleitungen zu dem stromliefernden Akkumulator, an die Brückenenden die zum Galvanometer angelegt; jeder dieser beiden Kreise enthielt einen Rheostaten.

---

[1]) Rubens, die Ketteler-Helmholtzsche Dispersionsformel. Wied. Ann. 54 p. 476 1895.

[2]) Paschen, Eine neue Bestimmung der Dispersion des Flussspats im Ultrarot. Ann. d. Phys. 44 p. 299 1900.

Alle Teile, besonders die Kontaktstellen waren gegen die Temperaturschwankungen, die bei den Messungen zum Teil unvermeidlich waren, durch Watte sorgfältig geschützt.

Das Du Bois-Rubenssche Panzergalvanometer hatte bei hintereinandergeschalteten Spulen einen Widerstand von 9,4 Ω und bei 2,85 Meter Skalenabstand eine Empfindlichkeit von etwa 1.10^{-9} Amp. pro Skalenteil; gemessen wurde immer ballistisch.

Um die Messungsreihen verschiedener Tage aufeinander beziehen zu können, war es erforderlich, die Konstanz des ganzen Messapparates irgendwie zu prüfen. Man bedient sich dazu mit Vorteil der Nebenschlussmethode: Man legt zu irgend einem Brückenzweige einen grossen Widerstand in Nebenschluss und bewirkt dadurch eine Gleichgewichtsstörung in der Brückenanordnung, die einen gewissen Galvanometerausschlag hervorruft. Dieser Ausschlag dient als Kriterium der Empfindlichkeit. Beim Vakuumbolometer genügt diese Angabe allein nicht; denn durch eine Veränderung des Vakuums wird dieser Ausschlag fast gar nicht, die Empfindlichkeit des Messapparates aber beträchtlich geändert. Man muss also noch die Angabe des Vakuums hinzufügen und die Messungen auf Grund der gleich mitzuteilenden Kurven auf gleiches Vakuum reduzieren.

Ich habe auch versucht, die Konstanz des Messapparates mit Hilfe des Ausschlags zu kontrollieren, den eine Normalstrahlungsquelle ergab. Dazu benützte ich einen quecksilbergefüllten berussten Glasballon, der durch einen Heizstrom auf der maximal zulässigen konstanten Temperatur von ca. 340° C gehalten und direkt vor den Spalt gestellt wurde. Ich verfolgte dabei den Gedanken, den Ausschlag sowohl in einer Absorptionsbande der Kohlensäure als auch bei einer anderen Wellenlänge zu messen, um so gleichzeitig ein Urteil über den augenblicklichen Kohlensäuregehalt der Zimmerluft zu gewinnen. Doch scheiterte das an der Kleinheit der Ausschläge, und ich liess deswegen diese Methode fallen.

b) Messungsresultate.

Zur Bestimmung der Strahlungsempfindlichkeit des Bolometers wurde nun der Faden einer mit 220 Volt brennenden Nernstlampe mit Hilfe eines Hohlspiegels auf dem Collimatorspalt abgebildet und das Bolometer auf eine geeignete Wellenlänge fest eingestellt. Es fällt also bei jedem Aufziehen einer Klappvorrichtung, die den Strahlengang zu unterbrechen gestattet, dieselbe Energiemenge auf das Bolometer, und man misst, welchen Ausschlag diese Energiemenge bei bestimmtem Vakuum und bestimmter Stärke des Belastungsstromes hervorruft. Dabei bin ich nur bis zu solchen Stromstärken gegangen, wie sie möglicherweise noch bei Messungen angewandt werden können. Bei stärkeren Strömen wird das Galvanometer zu unruhig.

Die Diagramme Fig. 3 und Fig. 4 stellen die Versuchsergebnisse für zwei der benützten Bolometer dar. Es sind dabei als Abscissen die Belastungsströme, als Ordinaten die zugehörigen Ausschläge in Skalenteilen aufgetragen, und jede einzelne Kurve entspricht einem bestimmten Vakuum. Fassen wir zunächst Fig. 3, die sich auf das schmalste der drei Bolometer bezieht, ins Auge, so erkennen wir folgendes: Befindet sich der Streifen in Luft unter Atmosphärendruck, so wächst die Empfindlichkeit etwa proportional der Belastung; bei 1 mm Druck ist schon eine Abweichung von der geraden Linie zu konstatieren und bei etwa 0,3 mm Druck zeigt die Empfindlichkeitskurve zum ersten Male bei den angewandten Stromstärken ein Maximum; dieses Maximum wird bei wachsender Luftverdünnung höher und höher und rückt gleichzeitig nach Stellen kleinerer Belastungsströme.

Bei den breiteren Bolometern modifiziert sich dieses Resultat nur insofern, als das Maximum erst bei höherem Vakuum in Erscheinung tritt. Fig. 4 bezieht sich auf Bolometer II. Bei dem Bolometer III kann das Maximum überhaupt nicht mehr erreicht werden, wenn der Belastungsstrom unter 0,1 Ampère bleibt.

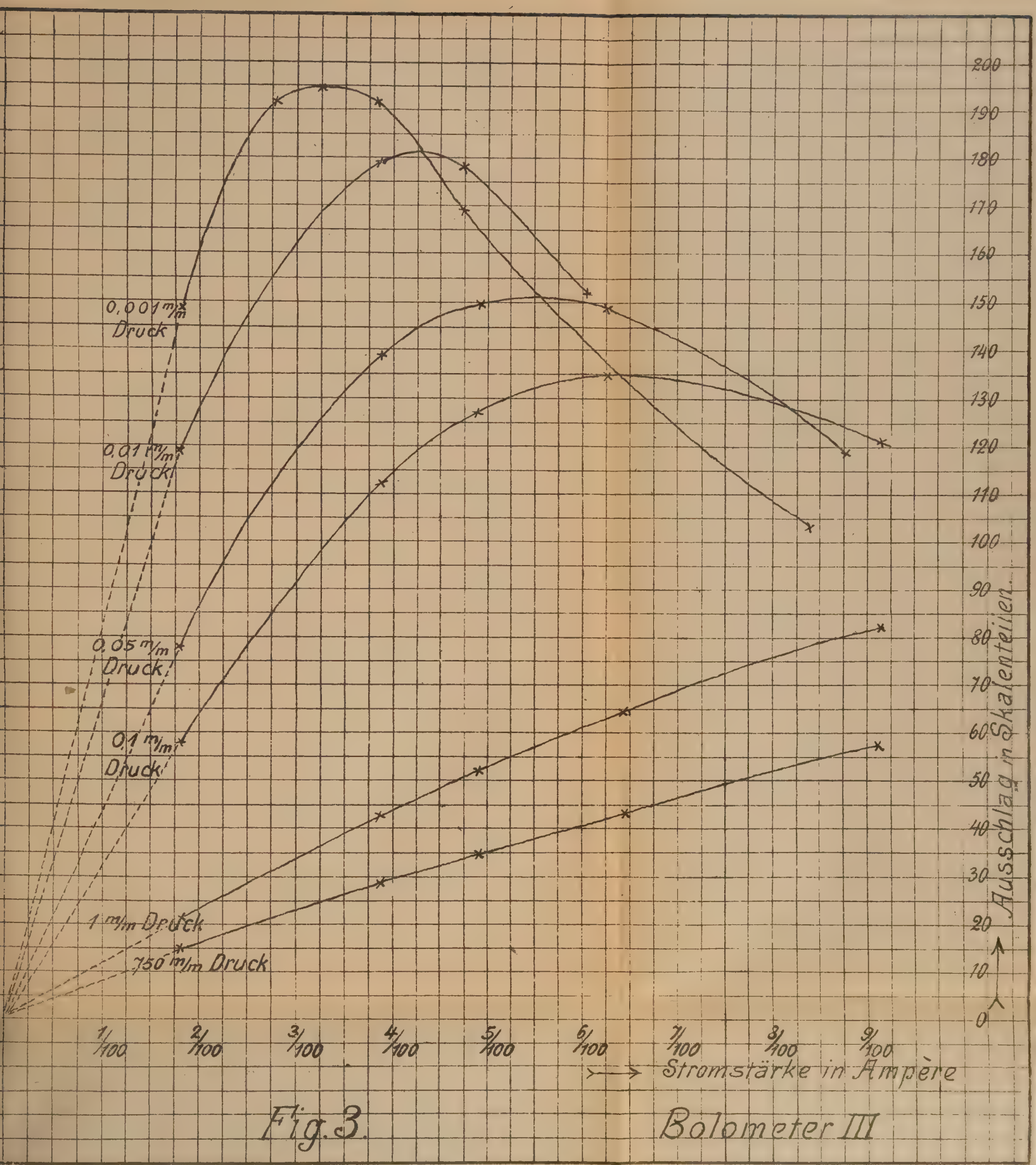


Fig. 3

Bolometer III

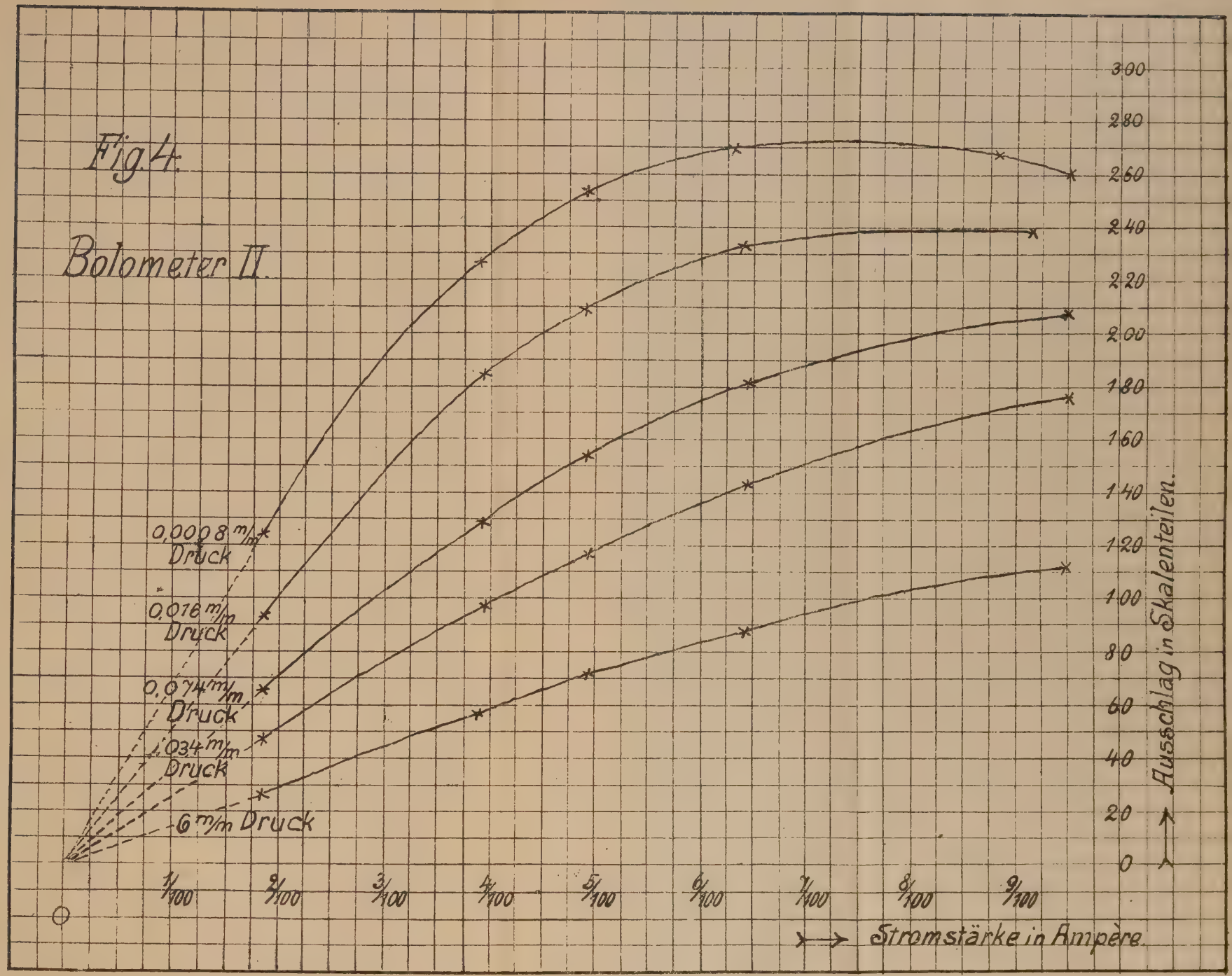


Fig. 4.
Bolometer II.
0,0008 m/m Druck
0,016 m/m Druck
0,074 m/m Druck
1,034 m/m Druck
6 m/m Druck
1/100
2/100
3/100
4/100
5/100
6/100
7/100
8/100
9/100
Stromstärke in Ampère
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
0
Ausschlag in Skalenteilen.

Es zeigte sich alsbald, dass an eine Diskussion dieser Kurven nur zu denken war, wenn man sich einen Aufschluss über die Temperaturerhöhung verschaffte, die der Bolometerstreifen durch den Heizstrom erfuhr.

Diese Streifentemperatur suchte ich auf zweierlei Weise zu bestimmen: einmal durch den Widerstand, zweitens durch die Energiemenge, die der erhitzte Bolometerstreifen einer dicht vor das Steinsalzfenster gestellten Thermosäule zustrahlte. Die letztere Methode ergab aber stets zu hohe Temperaturen, jedenfalls, weil auch das Platinblech, das die Zuleitungen bildet, sich etwas erwärmt und mitstrahlt; seine Abblendung bot technische Schwierigkeiten.

Bei der Widerstandsmessung tritt dieser Uebelstand nicht auf; denn es liegt ja gerade im Prinzip der Lummer-Kurlbaumschen Bolometerkonstruktion, dass die Zuleitungen, die durch auffallende Strahlung nicht getroffen und erwärmt werden, zum Widerstande so gut wie nichts beitragen. Den Widerstand mass ich mit der Wheatstoneschen Brückenanordnung, wobei wieder alle vier Zweige gleich gemacht wurden. Im folgenden gebe ich eine typische Versuchsreihe wieder, die mit dem schmalsten Bolometer gewonnen ist. Die erste Kolonne enthält die Angabe des Heizstromes. Dabei steht im Zähler 2 Volt als Spannung des Akkumulators, während der im Nenner stehende Widerstand sich aus dem eines Brückenzweiges b und aus dem Ballastwiderstand des Akkumulatorkreises zusammensetzt. Die anderen Kolonnen enthalten für Luft unter Atmosphärendruck bezw. Vakuum von 0,001 mm Hg-Druck die gemessenen Widerstände und die daraus berechneten Temperaturerhöhungen über 18°. Der Widerstand bei 18° wurde mit sehr schwachem Strom und empfindlichem Galvanometer zu 10,9 Ω bestimmt.

Tabelle 1.

Heizstrom	in Luft		im Vakuum v. 0,001 mm.	
	Wiederst. in Ω	Temp. Erhöh. über 18°	Widerst. in Ω	Temp. Erhöh. über 18°
$\frac{2\,V}{100 + b}$	11,03	3°	11,26	8°
$\frac{2\,V}{40 + b}$	11,12	5°	12,1	28°
$\frac{2\,V}{20 + b}$	11,36	11°	13,3	55°
$\frac{2\,V}{10 + b}$	11,71	19°	14,77	89°
$\frac{2\,V}{5 + b}$	12,08	27°	16,26	123°
$\frac{2\,V}{3 + b}$	12,47	36°	17,17	144°
$\frac{2\,V}{0 + b}$	13,93	47°	17,86	160°

Man sieht sofort, eine wieviel höhere Temperatur der Streifen ceteris paribus im Vakuum annimmt als in Luft, und dies ist der wesentlichste Punkt bei der Diskussion der Empfindlichkeitskurven, zu der ich mich jetzt wenden will.

Das Primäre ist immer dies: Durch eine Bestrahlung erfährt der Bolometerstreifen eine Temperaturerhöhung (Temperatursprung), und das Bolometer ist unter dem Gesichtspunkt konstruiert, dass dieser Temperatursprung möglichst gross wird. Deswegen sucht man die bestrahlte Oberfläche und ihren Absorptionskoeffizienten möglichst gross, die Wärmekapazität des Streifens aber und sein Vermögen, die Wärme durch Leitung oder Strahlung wieder zu verlieren, möglichst klein zu machen. Durch die Erwärmung wird der Streifenwiderstand geändert, umsomehr, je grösser er und der Temperaturkoeffizient ist, und so eine Potentialdifferenz

ausgelöst, deren Grösse von der angewandten Stromstärke abhängt und die im Galvanometer einen Ausschlag hervorruft. Wird der Streifen durch den Belastungsstrom nicht merklich erhitzt, so nimmt er die einstrahlende Energie sozusagen willig auf, wie gross auch die Belastung sei; und die ausgelöste Potentialdifferenz, also auch der Ausschlag, wird nur von der Belastung abhängen und mit dieser proportional anwachsen.

Beim Luftbolometer spielt allein dieser primäre Effekt eine Rolle. Anders beim Vakuumbolometer. Anfangs, bei einer geringen Belastung, die die Streifentemperatur nicht wesentlich erhöht, erfolgt zwar auch proportionales Anwachsen der Empfindlichkeit mit der Belastung, und zwar schnelleres Anwachsen als beim Luftbolometer, denn der Streifen wird durch eine gewisse Einstrahlung im Vakuum mehr erwärmt als in Luft, weil er im Vakuum keine Wärme durch Luftleitung verliert.

Bald aber machen sich sekundäre entgegengesetzte Einflüsse geltend, die erst nur die Proportionalität stören, allmählich aber den primären Effekt überwiegen und direkt ein Abnehmen der Empfindlichkeit mit wachsender Belastung bewirken, so dass sich ein Maximum der Empfindlichkeitskurve ergibt.

Diese sekundären Einflüsse beruhen sämtlich auf der viel höheren Streifentemperatur, die ein gewisser Belastungsstrom im Vakuum hervorbringt.

Erstens nämlich strahlt der Streifen dadurch stärker aus; er ist gar nicht fähig, die einfallende Energie bei sich zu behalten; er verliert sie fortwährend, schon während des Einstrahlens, durch Ausstrahlung, und so bewirkt die Einstrahlung einen verhältnismässig geringen Temperatursprung. Man denke dabei an die Tatsache, dass die Rückseite eines elektrisch geglühten Platinblechs an der Stelle einen dunklen Fleck zeigt, wo es vorderseitig, etwa durch einen Tintenklecks, geschwärzt ist. An dieser Stelle ist eben die Ausstrahlung so gross, dass das Blech nicht dieselbe Temperatur annehmen kann, wie an anderen Stellen, obgleich fortwährend elektrische Energie nachgeschoben wird.

Zweitens dürfte sich eine analoge Betrachtung für die Wärmeverluste anstellen lassen, die der Streifen durch innere Wärmeleitung erfährt.

Drittens endlich lehrt schon die Theorie der Wheatstoneschen Brücke[1]), dass der Ausschlag, den eine gewisse Temperaturerhöhung des Streifens hervorbringt, umso kleiner wird, je höher die anfängliche Streifentemperatur ist.

Bezeichnet man nämlich mit Warburg als Temperaturempfindlichkeit m des Bolometerstreifens den Ausschlag in Skalenteilen, den die Temperaturerhöhung $u = 1^0$ in dem ursprünglich stromlosen Galvanometer hervorbringt, so ergibt sich dafür die Gleichung

$$m = c\sqrt{G} \cdot \frac{J}{\gamma} \cdot \frac{\alpha}{1 + \alpha u}$$

Hier ist c eine von der Beschaffenheit des Galvanometers abhängige Konstante, G der Widerstand des Galvanometerzweigs, J die Stromstärke im Bolometerzweig, α der Temperaturkoeffizient des Widerstandes und

$$\gamma = 1 + \frac{G}{W} + \frac{G + W''}{W'''} \quad ,$$

wo W den Bolometerwiderstand, W'' und W''' die Widerstände der beiden von der Brücke gebildeten Zweige bedeuten.

In der Tat nimmt m mit wachsendem u ab. Um zahlenmässig einen Begriff von der Grösse dieser Abnahme zu bekommen, wollen wir bei einer bestimmten Belastung J die Temperaturempfindlichkeit im Vakuum mit der in Luft vergleichen. Aus der Tabelle 1 können wir dazu beispielsweise folgende Zahlen nehmen: Bei der Belastung $J = \frac{2V}{40 + b}$ beträgt die Temperaturerhöhung in Luft 5°, im Vakuum 28°. Setzen wir diese Werte in die Gleichung für m ein, und

[1]) Warburg, Leithäuser u. Johansen, l. c. p. 26.

berücksichtigen wir, dass auch γ von der Temperatur des Streifens abhängt, weil es W enthält, so finden wir, dass die Temperaturempfindlichkeit im Vakuum um etwa 6 % geringer als in Luft ist, ein immerhin merklicher Betrag.

Es ist nun auch klar, warum das Maximum der Empfindlichkeitskurve mit steigendem Vakuum nach kleineren Belastungen rückt: je besser das Vakuum ist, eine um so kleinere Belastung genügt zu einer bestimmten Erhitzung und so zur Auslösung der sekundären Einflüsse. Auch beim Luftbolometer wird bei sehr starken Belastungen ein Maximum eintreten. Das kann man daraus schliessen, dass bei fortgesetzter Stromsteigerung auch hier die Proportionalität aufhört. Die Annahme aber, die man aus der Warburgschen Arbeit zu entnehmen geneigt ist, dass nämlich das Maximum immer bei etwa der gleichen Streifentemperatur eintritt, habe ich nicht bestätigt gefunden. Bei dem Bolometer II entspricht zwar dem einzig beobachteten Maximum der Empfindlichkeit eine Temperaturerhöhung des Streifens um etwa 44°, wie bei Warburg. Bei dem schmalen Bolometer III aber zeigt sich ein deutlicher Gang mit der Druckänderung. Es beträgt nämlich die Temperaturerhöhung im Maximum der Empfindlichkeit

bei	1/10	mm	Druck	42°
„	5/100	„	„	38°
„	1/100	„	„	31°
„	1/1000	„	„	21°

§ 3. Zur Theorie des Vakuumbolometers.

Um die Abhängigkeit des Maximums vom Druck auch theoretisch zu ermitteln, könnte man auf Grund der Warburgschen Theorie folgenden Weg einschlagen.

Wir definieren als Strahlungsempfindlichkeit n des Bolometerstreifens den Ausschlag, den die senkrechte Bestrahlung des Streifens mit der Intensität 1 in dem ursprünglich stromlosen Galvanometer hervorbringt; s sei die auf das Quadratzentimenter pro Sekunde fallende Strahlung

im Wärmemass, u ist wieder die Temperaturerhöhung des Streifens über 18°, m die Temperaturempfindlichkeit. Dann ist

$$n = m \frac{\partial u}{\partial s}$$

Den Ausdruck für m kennen wir bereits; für $\frac{\partial u}{\partial s}$ liefert die Warburgsche Theorie unter der Annahme, dass die Temperatur längs des Streifens konstant ist,

$$\frac{\partial u}{\partial s} = \frac{bl}{\frac{\partial V}{\partial u} - J^2 j \alpha l \varphi}$$

Hierin bedeutet b die Breite, l die Länge des rechteckig angenommenen Bolometerstreifens, V stellt den Wärmeverlust dar, den der Streifen pro Sekunde durch Leitung und Strahlung erleidet. J ist die Stromstärke im Bolometerzweig, j die Stromleistung im Wärmemass pro Centimeter des Bolometerstreifens, α der Temperaturkoeffizient, φ eine von den Widerständen der Batterie, des Galvanometers und der vier Brückenzweige abhängige Grösse.

Setzen wir die Werte für m und $\frac{\partial u}{\partial s}$ in die Gleichung für n ein, so folgt

$$(1) \qquad n = \frac{c\sqrt{G} J \alpha b l}{\gamma (1 + au) \left(\frac{\partial V}{\partial u} - J^2 j \alpha l \varphi \right)}$$

Wir könnten nun (cf. Warburg) eine Beziehung zwischen J und u ableiten und mit deren Hilfe u aus Gleichung (1) eliminieren. So fänden wir n als Funktion der Belastung; diesen Zusammenhang liefern uns auch die Empfindlichkeitskurven. Für das Folgende aber ist es praktischer, rechts J zu eliminieren und n als Funktion der Temperaturerhöhung darzustellen, was im Prinzip ebenso berechtigt ist. J eli-

minieren wir durch die Ueberlegung. dass der Wärmeverlust V des Streifens, wenn sich Temperaturgleichgewicht eingestellt hat, gleich dem Wärmegewinn durch den Heizstrom ist:

$$V = J^2 \cdot W \cdot 0{,}239.$$

(0,239 ist der Umrechnungsfaktor von Joule in Kalorien).

Wir finden n somit als Funktion von u; ausserdem enthält der Ausdruck für n die Grösse V und ihren Differentialquotienten nach u, über die wir jetzt bestimmte Annahmen machen müssen. Jedenfalls müssen wir sie auch durch u ausdrücken. Vernachlässigen wir von vornherein die innere Wärmeleitung im Streifen, so setzt sich V aus zwei Teilen zusammen: dem Wärmeverlust durch Luftleitung und dem durch Strahlung. Ersteren werden wir mit Hilfe des Newtonschen Abkühlungsgesetzes ausdrücken, das noch annähernd gültig ist, wenn der Temperaturunterschied 40° beträgt, letzteren durch das Stefan-Boltzmannsche Gesetz.

Das Newtonsche Abkühlungsgesetz liefert uns als Ausdruck für die Wärmeableitung durch das Gas pro Sekunde

$$L = \lambda l u$$

wo λ im wesentlichen das Wärmleitungsvermögen des Gases darstellt. Andrerseits ist der Wärmeverlust des Streifens durch Ausstrahlung, wenn er beiderseitig geschwärzt ist,

$$2 b l A (T^4 - T_0^4)$$

worin A die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes, T_0 die absolute Temperatur der Umgebung, $T = T_0 + u$ die des Streifens bedeutet. Bei kleinem u können wir dafür einfach setzen

$$8 b l A T_0^3 u$$

so dass sich V unter diesen Vernachlässigungen so darstellt:

$$V = (\lambda + 8 b A T_0^3) l u$$

Diesen Ausdruck für V setzen wir in die Gleichung für n ein und erhalten n damit direkt als Funktion für u. Bilden

wir dann $\frac{\partial n}{\partial u}$ und setzen das gleich Null, so finden wir eine Gleichung für dasjenige u, bei dem das Maximum der Strahlungsempfindlichkeit eintritt. Wir wollen es u_{max} nennen.

Die Gleichung enthält λ, das Wärmeleitungsvermögen des Gases, das wir bisher als konstant angesehen haben. Experimentell können wir aber den Gasdruck im Bolometer variieren, also λ variabel machen; sehen wir in der Gleichung für u_{max} λ als variabel an und differenzieren wir nach λ, so stellt uns dieser Differentialquotient die Abhängigkeit derjenigen Temperatur, bei der das Maximum der Empfindlichkeit eintritt, vom Gasdruck dar. Diese Abhängigkeit haben wir auf Seite 21 experimentell festgestellt; eine Vergleichung der Theorie mit dem Experimente hätte dann also an dieser Stelle einzusetzen.

Nun zeigt es sich aber, dass bei unserm vereinfachten Ansatz für V, wo wir die Verluste durch Ausstrahlung proportional der ersten Potenz von u gesetzt haben, die Grösse λ aus der Gleichung für u_{max} herausfällt, weil $(\lambda + 8bAT_0^3)^2$ als Faktor jedes einzelnen Gliedes auftritt und weggehoben wird. Man muss also im Ausdruck des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes mindestens zwei Glieder beibehalten, das mit u und das mit u^2; zu untersuchen, wie sich die dann sehr umfangreiche Rechnung gestaltet, bleibt einer späteren Arbeit vorbehalten.

Als wichtigstes Resultat dieses I. Teiles ergibt sich jedenfalls, dass das Vakuumbolometer einen wesentlichen Fortschritt dem Luftbolometer gegenüber darstellt: Man erreicht hohe Empfindlichkeit, ohne durch grosse Strombelastung die Ruhelage des Galvanometers zu gefährden. Dem steht der Nachteil gegenüber, dass man die Konstanz des Vakuums dauernd genau kontrollieren muss.

II. Teil.

Untersuchung von Flammenspektren.

Einleitung.

Das erste Problem, das mit dem beschriebenen Messapparat in Angriff genommen wurde, war eine Bestimmung der Temperatur von Kohlenwasserstoffflammen, zunächst der Bunsenflamme, auf Grund ihrer Strahlungseigenschaften im ultraroten Spektrum. Es sei von vornherein bemerkt, dass vor Abschluss meiner Versuche eine Arbeit von H. Schmidt[1]) erschienen ist, die sich, zumal in ihrem zweiten Teile, mit derselben Frage beschäftigt und sich demgemäss in verschiedenen Punkten mit der vorliegenden Arbeit deckt. Immerhin erscheint es bei der Wichtigkeit des Problems nicht überflüssig, nochmals darauf zurückzukommen, zumal da von mir infolge eines etwas veränderten Ausgangspunktes Fragen berührt werden, auf die Schmidt gar nicht oder nur kurz zu sprechen kommt.

§ 1. Uebersicht über die bisherigen Temperaturbestimmungen von Flammen.

a) Temperaturbestimmungen, die sich nicht auf die Strahlungsgesetze gründen.

Die Versuche, die Verbrennungstemperatur von Gasen zu bestimmen, gehen bis auf Davy[2]) zurück, der ein Cyan-Sauerstoff-

[1]) H. Schmidt, Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme. Ann. d. Phys. (4) 29 p. 971, 1909. Auch: Ber. d. deutsch. phys. Ges. 1909, p. 87.

[2]) Davy, Phil. Trans. p. 67, 1817.

Gemisch explodieren liess und aus der Volumvergrösserung auf eine Verbrennungstemperatur von mehr als 2760° C schloss.

Aehnlich ging Bunsen[1]) vor; nur mass er nicht die Volumvergrösserung beim Explodieren, sondern die Druckvergrösserung bei konstantem Volumen. Andere Autoren haben Körper in die Flammen eingeführt und aus deren Temperatur auf die Flammentemperatur rückgeschlossen.

So brachte Becquerel[2]) die Lötstelle eines Thermoelements in die Flamme, desgleichen Rossetti[3]), Rogers[4]) Mac Crae[5]), Lewes[6]) und Smithells[7]). Aber die Angaben dieser Autoren zeigen keine gute Uebereinstimmung. Z. B. fand Rossetti als Maximaltemperatur des Bunsenbrenners 1360°, Rogers 1230°, Mac Crae 1725°. Die Abweichungen erklären sich durch die Ueberlegung, dass die Lötstelle infolge von Wärmeleitung und -strahlung nie die Temperatur der Flamme annimmt, eine Fehlerquelle, die Waggener[8]) dadurch vermied, dass er dünnere und immer dünnere Thermoelemente anwandte und durch Extrapolation die Temperatur feststellte, die ein unendlich dünnes Thermoelement angeben würde und die jedenfalls der wahren Flammentemperatur sehr nahe kommt. Für den äusseren Flammenmantel des Bunsenbrenners ergab sich so 1770° C in der Höhe von 1 cm über der Flammenbasis, 1758° in der Höhe von 2 cm. Wahrscheinlich sind die wahren Temperaturen noch höher, da die Drähte an der Lötstelle schmelzen und sich so merklich verdicken.

---

[1]) Bunsen, Pogg. Ann. CXXXI p. 161. 1867.

[2]) Becquerell, Traité de l'électricité IV, 3.

[3]) Rossetti, Gazz. Ch. It. VII, p. 422. Beibl. Wied. Ann. I, p. 615, II, p 333 und Atti Inst. Ven. (5) p. 809, 4 p. 279, 1877.

[4]) Rogers, Am. Journ. of Science, 43, p. 301, 1892.

[5]) Mac Crae, Wied. Ann. 55 p. 15, 1895.

[6]) Lewes, Chem. News 71, p. 181, 1895.

[7]) Smithells, Journ. of the Chem. Soc. 67 p. 1050, 1895.

[8]) Waggener, Ueb. d. Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbes. über d. Temperatur im Bunsenschen Blaubrenner. Wied. Ann. 58, p. 579, 1896.

Aehnlich wie Waggener ging Nichols[1]) vor.

Berkenbusch[2]) benutzte eine von Nernst angegebene Methode: Er kompensiert durch einen elektrischen Strom die Wärmeverluste, die das Thermoelement durch Leitung und Strahlung erleidet. So findet er 1830° C als Maximaltemperatur des Bunsenbrenners und stützt dieses Resultat durch eine thermochemische Ueberlegung.

Neuerdings hat H. Schmidt[3]) dieselbe Methode in etwas modifizierter Form benutzt. Er verwendet an Stelle des Thermoelements einen homogenen gestreckten Draht, dessen Temperatur er auf optischem Wege bestimmt. Als Durchschnittstemperatur des Bunsenbrenners ergibt sich hierbei 1640° C.

b) Temperaturbestimmungen auf Grund der Strahlungsgesetze.

Die bisher angeführten Methoden versagen, wenn man Temperaturen messen will, die oberhalb des Schmelzpunktes der eingeführten Körper liegen oder wenn es sich um ausserirdische oder sonst unzugängliche Substanzen handelt. Frei von diesen Beschränkungen ist die auf Strahlungseigenschaften gegründete Temperaturbestimmung. Sie besteht im wesentlichen in einem Vergleich mit einer Normalstrahlungsquelle, deren Temperatur wir bestimmen können: dem absolut schwarzen Körper, und hat infolgedessen erst brauchbare Resultate geliefert, seitdem dessen Strahlungseigenschaften experimentell und theoretisch genau bekannt sind. Von älteren Arbeiten beansprucht hier nur die von Rossetti[4]) ein grösseres Interesse. Doch em-

---

[1]) Nichols, On the temperature of the acetylene flame. Phys. Rev. 10 p. 234, 1900.

[2]) F. Berkenbusch, Zur Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbes über die Temperatur der Bunsenflamme. Wied. Ann. 67, p. 649, 1899.

[3]) H. Schmidt, l. c.

[4]) F. Rossetti, Sur les pouvoirs absorbant et émissif des flammes et sur la température de l'arc voltaïque. Ann. d. Chim. 18, p. 457, 1879.

pfiehlt es sich, erst an einer späteren Stelle darauf einzugehen.

Handelt es sich um einen festen Körper, so lässt sich die Temperatur aus einem der drei Grundgesetze der schwarzen Strahlung

$$\int_0^\infty E_\lambda \, d\lambda = \sigma T^4$$
$$\lambda_m T = A$$
$$E_m T^{-5} = B$$

bestimmen, wenn man ihn als schwarz ansehen kann. Hier bedeutet E_λ das zur Wellenlänge λ gehörige Emissionsvermögen des schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur T. λ_m ist die Wellenlänge, wo E_λ bei dieser Temperatur sein Maximum E_m hat, σ, A und B sind bekannte Konstanten.

Bei einem nicht schwarzen Körper kann man die Körpertemperatur in Grenzen einschliessen, indem man das blanke Platin als zweite Vergleichsnormale verwendet, das in seinen Strahlungseigenschaften vom schwarzen Körper sehr weit absteht. Natürlich müssen die Strahlungseigenschaften des untersuchten Körpers dabei zwischen denen des Platins und des schwarzen Körpers liegen; er muss, wie man sagt, zur Klasse Platin-schwarzer Körper gehören. Unter dieser Annahme, die bei den in Flammen glühenden Kohleteilchen gerechtfertigt erschien, was sich allerdings seitdem als nicht zutreffend erwiesen hat, haben Lummer und Pringsheim[1]) die Temperatur leuchtender Flammen angegeben, z. B. die der Kerze zu 1687 bis 1477° C, die der Argandlampe zu 1627 bis 1427° C, Stewart[2]) die der Acetylenflamme zu 2890 bis 2560° C (zylindrische Flamme bezw. 3000 bis 2650° C (flache Flamme).

---

[1]) O. Lummer und E. Pringsheim, Temperaturbestimmung fester glühender Körper. Verh. d. deutsch. phys. Ges. I, p. 230, 1899.

[2]) G. W. Stewart, The distribution of energy in the spectrum of the acetylene flame. Phys. Rev. 14 p. 257, 1901.

Genauere Resultate liefert die spektralphotometrische Methode, bei der die Helligkeit der Flamme mit der des schwarzen Köpers im sichtbaren verglichen wird und die auch bei durchaus nicht schwarzen Körpern anwendbar ist, weil die Helligkeit sehr schnell mit der Temperatur anwächst. Auf diesem Gedanken beruhen die optischen Pyrometer. Auch die Methode von F. Kurlbaum[1]) gehört hierher. Er schiebt die zu messende Flamme zwischen Auge und schwarzen Körper und variiert die Temperatur des Körpers so lange, bis die Flamme seine Helligkeit unverändert lässt.

Endlich kann man bei den leuchtenden Flammen auch den Weg einschlagen, der bei den selektiv strahlenden nicht leuchtenden allein zum Ziele führt: den der Temperaturbestimmung aus Emission und Absorption.

Allerdings hat man die Absorptionsmessung auch bei nicht leuchtenden Flammen zu umgehen versucht, indem man diese durch Einführung von Metallsalzen leuchtend machte und sie dann nach der Kurlbaumschen Methode mit dem schwarzen Körper verglich[2]). Ob dieser Weg einwandsfrei ist, bleibe dahingestellt; von den Resultaten interessieren hier hauptsächlich die Temperaturangaben über Bunsen- und Wasserstoffflamme:

Bunsenflamme: Féry: bei vollem Luftzutritt 1871°,
bei halbem Luftzutritt 1812°,
ohne Lufzutritt 1712°.
Kurlbaum und Schulze: 1660 bis 1812° C.

Wasserstoffflamme: Féry: 1900° C.
Kurlbaum und Schulze: 1844 bis 1954°.

---

[1]) F. Kurlbaum, Ueber eine einfache Methode, die Temperatur leuchtender Flammen zu bestimmen. Phys. Zeitschr. III, p. 187, 1902.

[2]) C. Féry, Sur la température des flammes. Compt. rend. 137, p. 909, 1903. F. Kurlbaum u. Günther Schulze, Temperatur nichtleuchtender, mit Metallsalzen gefärbter Flammen. Verh. d. deutsch. phys. Ges. 8, p. 239, 1906.

Demgegenüber sind neuerdings Flammenabsorptionen tatsächlich gemessen und zusammen mit den zugehörigen Emissionsmessungen zu Temperaturbestimmungen verwandt worden.

So bestimmte R. Ladenburg[1]) mit der Thermosäule das Emissions- und Absorptionsvermögen der glühenden Kohlenstoffteilchen in der Hefnerkerze und in der Acetylenflamme und fand 1405° C als Temperatur der Hefnerkerze, 1842° C als Temperatur der Acetylenflamme.

Bauer[2]) bestimmte Absorption und Emission einer 3 bezw. 5 cm breiten Flammenschicht des Bec Méker, eines neueren Bunsenbrennertyps, für die Reststrahlen des Flussspats, deren Schwerpunkt bei 25,5 μ liegt, und gibt als Flammentemperatur 1760 ± 50° C an.

Becker[3]) setzte die Ladenburgschen Versuche an der Hefnerlampe ins sichtbare Gebiet fort.

Emission und Absorption in den Banden des Kohlebogens hat Rosenmüller[4]) untersucht. Er findet als Temperatur etwa 3800° C.

Endlich gehört hierher die bereits mehrfach erwähnte Arbeit von Schmidt[5]), in der Emission und Absorption des Bec Méker für eine Reihe von Wellenlängen im Ultraroten bestimmt werden, was eine Temperatur von etwa 1670° C ergibt.

Diese Arbeiten beruhen ebenso wie die vorliegende auf folgendem Gedankengang.

---

[1]) R. Ladenburg, Ueber die Temperatur der glühenden Kohlenstoffteilchen leuchtender Flammen. Phys. Zeitschr. 7, p. 697, 1906.

[2]) Bauer, Sur le rayonnement et la température de bec Bunsen Compt. rend. 147, p. 1397, 1908.

[3]) A. Becker, Ueb. d. Strahlung u. Temperatur d. Hefnerlampe. Ann. d. Phys. (4) 28, p. 1017. 1909.

[4]) M. Rosenmüller, Ueber Emission u. Absorption d. Kohlelichtbogens. Ann. d. Phys. (4) 29, p. 355, 1909.

[5]) Schmidt, l. c.

§ 2. Gedankengang der vorliegenden Arbeit.

Bestimmt man bei irgend einer Wellenlänge das Emissionsvermögen E und des Absorptionsvermögen A der Flamme, so stellt der Bruch $\left[\frac{E}{A} = e\right]_{\lambda T}$ das Emissionsvermögen eines gleich temperierten schwarzen Körpers für dieselbe Wellenlänge dar. Ersetzt man die Flamme durch einen solchen, so genügt es, dessen Emissionsvermögen für irgend eine Tempeperatur zu bestimmen, um so einen Punkt der Planck'schen Isochromate zu gewinnen, aus der sich dann die Temperatur der Flamme direkt ablesen lässt.

Diese Schlussweise steht und fällt, wie alle auf Strahlungseigenschaften beruhenden Temperaturmessungen, mit der Voraussetzung, dass die Strahlung der Flamme eine reine Temperaturstrahlung ist. Die Berechtigung dieser Annahme kann zweifelhaft erscheinen; es sei nur an die Dikussion erinnert, die sich an die Namen Pringsheim, Paschen, Fredenhagen knüpft. Was das ultrarote Spektrum betrifft, so hat sie sicher viel Wahrscheinlichkeit für sich. Stellte doch Paschen[1]) in seinen ausführlichen Arbeiten über das ultrarote Spektrum der Gase einen kontinuierlichen Uebergang von der Strahlung von Wasserdampf und Kohlensäure in einem erhitzten Rohre zu der im Bunsenbrenner und der Knallgasflamme fest. Nimmt man die Voraussetzung aber nicht ohne weiteres an, so kann man zum mindesten zusehen, zu welchen Resultaten sie führt und daraus rückwärts auf ihre Berechtigung oder Nichtberechtigung zu schliessen suchen.

Aus der Gleichung

$$\left[\frac{E}{A} = e\right]_{\lambda T}$$

folgt, dass zur Temperaturbestimmung eine Emissionsmessung genügen würde, wenn für irgend eine Wellenlänge

---

[1]) Paschen, Wied. Ann. 50 p. 403, 1893. 51, p. 1 u. p. 40, 1894. 52, p. 209, 1894. 53, p. 286 u. p. 334, 1894.

das Absorptionsvermögen der zu messenden strahlenden Schicht gleich 1 wäre. Man hätte dann für diese Wellenlänge eine „schwarzstrahlende Flamme“ und könnte deren Emission ohne weiteres mit der eines schwarzen Körpers vergleichen.

Rossetti spricht in seiner erwähnten Arbeit wohl als erster denselben Gedanken aus, ohne an eine praktische Ausführung zu denken; freilich kommt er schon deswegen zu falschen Resultaten, weil er keine spektrale Zerlegung anwendet und einfach die Gesamtemission einer 1 m langen Flammenschicht mit der des Lampenrusses vergleicht.

Aehnliche Gedanken sucht Paschen[1]) zu einer Prüfung des Kirchhoffschen Gesetzes zu verwenden.

In der Tat lässt die Form des ultraroten Bunsenbrennerspektrums eine experimentelle Verwirklichung dieses Gedankens wohl möglich erscheinen. Dieses Spektrum besteht wie bekannt[2]) im wesentlichen aus zwei Emissionsmaximis bei 2,831 μ und 4,403 μ, von denen das erstere dem Wasserdampf zuzuschreiben ist, das letztere, weit höhere der Kohlensäure. In unmittelbarer Nähe des Wasserdampfmaximums liegt übrigens noch ein kleineres CO_2-Maximum.

Den Maximis der Emission entsprechen Maxima der Absorption von heissem Wasserdampf und heisser Kohlensäure, und es ist selbstverständlich, dass sich die Darstellung schwarzer Flammenstrahlung am leichtesten bei der Wellenlänge eines Absorptionsmaximums gestalten lässt. Die Wahl zwischen den beiden genannten Maximis entscheidet sich zu Gunsten des grossen CO_2-Maximums bei 4,4 μ, weil anzunehmen ist, dass dem viel höheren Emissionsvermögen bei dieser Wellenlänge auch ein höheres Absorptionsvermögen als in der Wasserdampfbande entsprechen wird.

---

[1]) Paschen, Wied. Ann. 51, p. 40, 1894.
[2]) „ „ „ 53, p. 334, 1894.

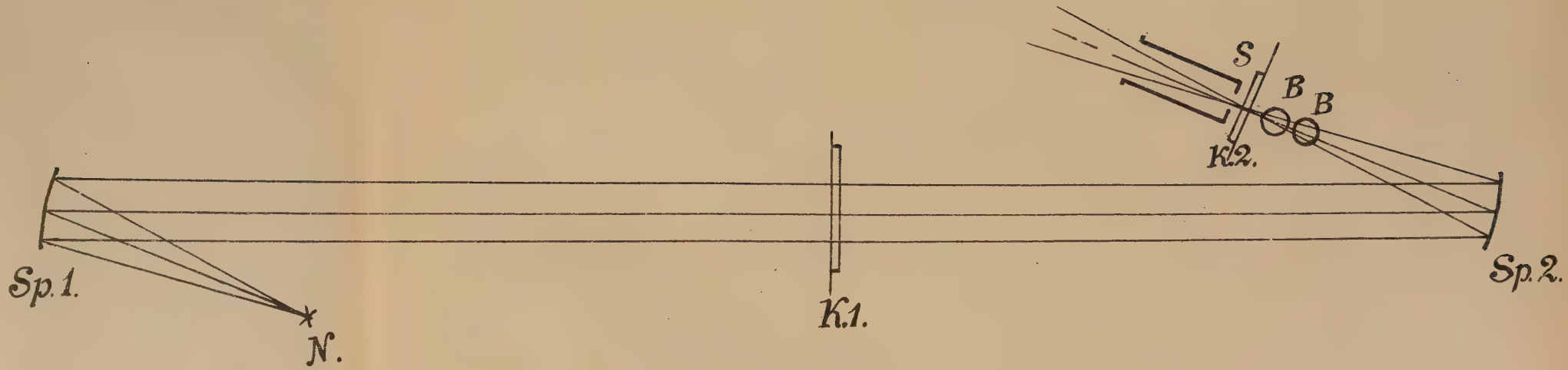


Fig. 5.

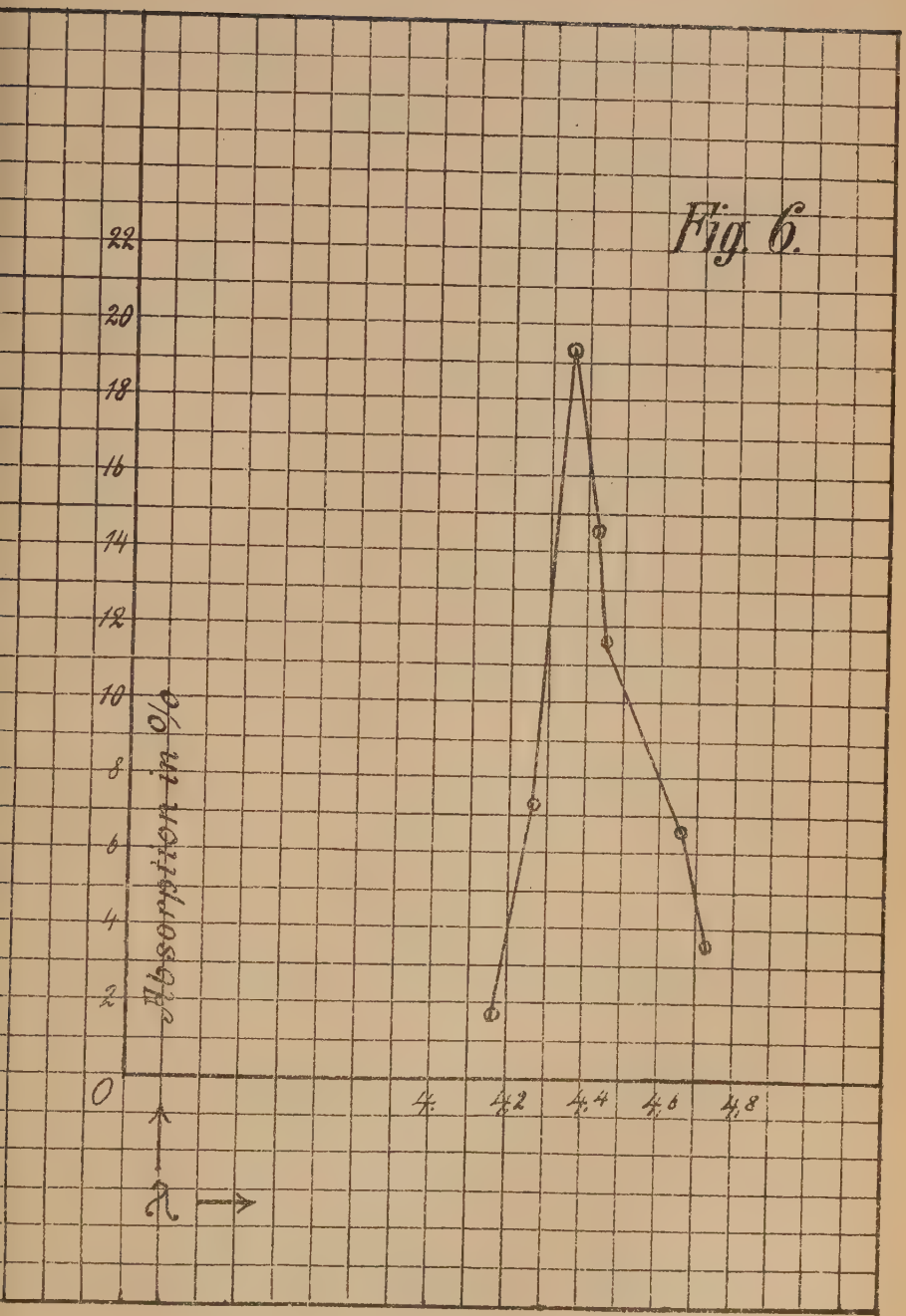


Fig. 6.

§ 3. Absorptionsvermögen des Bunsenbrenners in der CO_2-Bande 4,4 μ.

Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wieviel Flammen man hintereinandersetzen müsste, um bei 4,4 μ eine Schicht vom Absorptionsvermögen 1 zu erhalten, mit anderen Worten: bei Anwendung einer wie dicken Flammenschicht man bei 4,4 μ schwarze Kohlensäurestrahlung erhalten würde, ist es zunächst erforderlich, das Absorptionsvermögen des Bunsenbrenners in dem betrachteten Spektralbezirk zu bestimmen. Und das geschah auf folgende Weise (Fig. 5):

Das Bild eines Nernstfadens N wurde mit zwei Hohlspiegeln Sp_1 und Sp_2 durch zwei hintereinander vor den Spalt S gestellte Bunsenbrenner BB auf den Spalt entworfen. Die gegenseitige Entfernung der Brenner betrug 2 cm, die Rohrweite 1 cm im Durchmesser, der Rohrrand lag 1,8 cm unter der Collimatorachse. 2 Klappvorrichtungen K_1 und K_2 ermöglichten es, vom Platze des Beobachters aus die Nernstlampe allein, die Brenner allein oder Nernstlampe und Brenner gleichzeitig in das Spektrometer strahlen zu lassen.

Ist der Energiebetrag, der auf das Bolometer fällt, im ersten Falle N_a, im zweiten B, im dritten N_b, so ist das Absorptionsvermögen durch den Bruch

$$\frac{N_a - N_b + B}{N_a}$$

gegeben. Durch diesen Ansatz ist das Reflexionsvermögen gleich Null gesetzt worden, eine jedenfalls erlaubte Vernachlässigung.

Figur 6 gibt die Resultate einer derartigen mit dem Bolometer I angestellten Messungsreihe wieder. Einer ihrer Punkte bestimmt sich beispielsweise folgendermassen:

Bolometer I, Spalt = 0,5 mm.
Einstellung 2°6′ von D-Licht
Wellenlänge $\lambda = 4{,}15$ μ.
Nernstlampe: 192,5. 192,8. 193,5.
Nernstlampe + Brenner: 194,5. 194,8. 194,4.

Brenner allein: 5. 5.
Nernstlampe: 193. 192,4.
Im Mittel: $N_a = 192{,}8$.
$N_b = 194{,}6$.
$B = 5$.

Absorptionsvermögen in %:

$$100 \frac{192{,}8 - 194{,}6 + 5}{192{,}8} = 1{,}68\ \%$$

Aus der Kurve ist ersichtlich, dass das Maximum der Absorption etwa bei 4,35 μ liegt, also nicht mit dem Maximum der Emission (4,40 μ) koinzidiert. Diese schon von Paschen gefundene Tatsache beruht darauf, dass die kalte, in der Zimmerluft enthaltene Kohlensäure das Maximum ihrer Absorption bei noch kleineren Wellen besitzt, nämlich bei 4,27 μ. So wird die den kleinen Wellen zugekehrte Seite der Emissionsbande mehr geschwächt als die den langen Wellen zugekehrte, und das Maximum der Emission erscheint gegenüber dem der Absorption nach langen Wellen hin verschoben.

Die Absorption beträgt bei der angeführten Messungsreihe in maximo 20 %, doch kommt diesem Werte keine generelle Bedeutung zu, weil das maximale Absorptionsvermögen mit dem Gasdruck und dem Luftzutritt variiert. Es ergaben z. B. einige unmittelbar hintereinander angestellte Beobachtungen folgende maximale Absorption:

Geringer Luftzutritt, 4 cm über dem Brennerrand: 15,6 %
Starker Luftzutritt, 4 cm über dem Brennerrand 20 %
6 cm über dem Brennerrand:
Flammenmitte 25,5 %
Flammenrand 22 %

Höhere Werte ergab, wie begreiflich, das schmale Bolometer II:

Bei einer 14 cm hohen Flamme:
3 cm über dem Brennerrand 24 %
5 cm „ „ „ 30 %
10 cm „ „ „ 38 %

Dass H. Schmidt am Mekerbrenner etwas abweichende Absorptionswerte gefunden hat, z. B. bei einem Brenner 19 % in maximo, ist hiernach selbstverständlich.

Für den vorliegenden Zweck war es von geringerem Interesse, die verschiedenen genannten Einflüsse näher zu untersuchen; denn es erschien ja doch ausgeschlossen, alle Flammen, die zusammen die schwarze Kohlensäurestrahlung ergeben sollten, in Bezug auf Flammenhöhe, Luftzutritt u. s. w. gleichzumachen. Es genügt, einen mittleren Absorptionswert zu kennen und der folgenden Rechnung zu Grunde zu legen. Nehmen wir als solchen mit Rücksicht auf die beim Bolometer II gefundenen Werte, dessen Anwendung hier empfehlenswert ist, 25 % an, so können wir folgendermassen weiter schliessen.

Wir bezeichnen das Absorptionsvermögen der beiden Bunsenbrenner für diese Wellenlänge mit A_2, den Extinktionsindex mit α, mit d_2 die Schichtdicke, die die beiden Brenner darstellen. Dann gilt:

$$\begin{aligned} e^{-\alpha d_2} &= 1 - A_2 \\ &= 1 - 0{,}25 \\ &= 0{,}75 \end{aligned} \tag{1}$$

Ist ferner d_B die Dicke einer Bunsenbrennerbatterie, die bis auf 1 % schwarz strahlt, also das Absorptionsvermögen A_B gleich 99/100 hat, so gilt hierfür:

$$\begin{aligned} e^{-\alpha d_B} &= 1 - 0{,}99 \\ &= 0{,}01 \end{aligned} \tag{2}$$

aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{d_B}{d_2} = \frac{\log 0{,}01}{\log 0{,}75} = 16$$

$$d_B = 16\, d_2$$

d. h. 16 mal 2 Brenner, also 32 Brenner, würden hintereinandergesetzt bei 4,35 μ annähernd schwarze CO_2-Strahlung

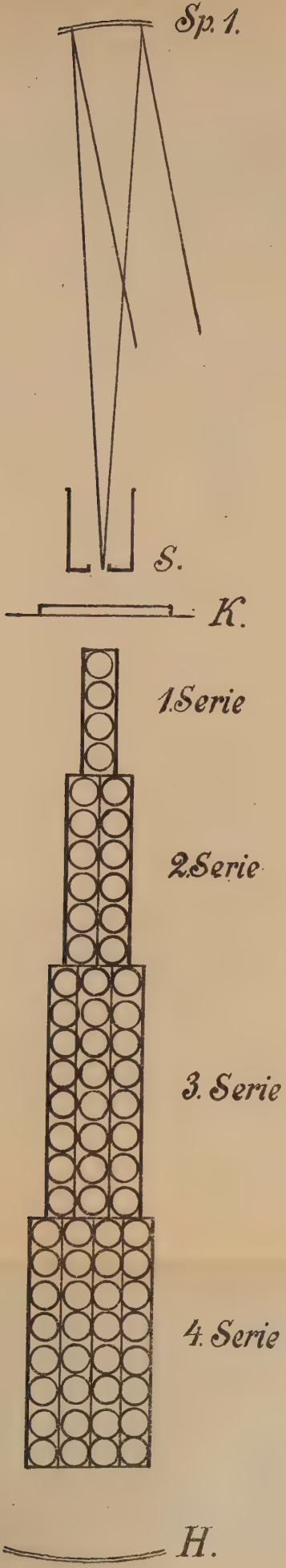
ergeben. Dagegen würde der Wasserdampf bei 2,8 μ, wo eine Absorptionsmessung 7 cm über dem Brennerrand nur 5,7 % ergab, erst bis auf 1 % schwarz strahlen, wenn eine Schichtlänge von 156 Brennern zusammengesetzt wird.

§ 4. Darstellung schwarzer CO_2-Strahlung von 4,35 μ.

Die schwarze Kohlensäurestrahlung realisierte ich folgendermassen: Ich ordnete die Bunsenbrenner in vier Serien an: Serie 1 bestand aus einem Eisenrohr, in das vier Brenner von dem vorher benutzten Typ eingeschraubt waren, Serie 2 aus parallelen, aneinandergelöteten Eisenrohren, von denen jedes sechs Brenner trug, Serie 3 und 4 aus drei, bezw. vier parallelen Rohren mit je acht Brennern. Jedes Eisenrohr hatte seine gesonderte Gaszuführung. Die vier Serien konnten aneinandergeschraubt werden, so dass die in Figur 7 im Horizontalschnitt dargestellte keilförmige Flammenanordnung entstand, deren Länge 54 cm betrug. Etwa 6 cm vom vordersten Brenner entfernt befand sich bei den Messungen der Spektrometerspalt, und der Keilwinkel der Flammenanordnung war so gewählt, dass die ganze Oeffnung des Spektrometerspiegels von der Strahlung der 26 hintereinander brennenden Flammen erfüllt werden konnte.

Die Länge der durchlaufenen Schicht wurde in praxi noch vergrössert durch Aufstellung eines metallenen Hohlspiegels H von 69 cm Radius, dessen Mittelpunkt in die Spaltöffnuug fiel. Der Hohlspiegel gibt ein Kriterium für die Schwärze der Flammenschicht: Strahlt die Brennerreihe bei einer Wellenlänge ohne Hohlspiegel soviel wie mit Hohlspiegel, so ist sie schwarz für diese Wellenlänge.

Ueber den Flammen war ein Abzugsrohr angebracht, um den Aufenthalt im Zimmer während des Brennens einigermassen erträglich zu gestalten, vor allem aber, um die Verbrennungsgase abzuleiten. Man muss nämlich darauf sehen, den Gehalt der Zimmerluft an Wasserdampf und Kohlensäure während einer Messungreihe möglichst konstant zu halten, weil sich die Messungen gerade in den Absorptionsbanden dieser Gase bewegen.


Sp. 1.
S.
K.
1. Serie
2. Serie
3. Serie
4. Serie
H.

Die folgende Tabelle gibt ein mit dem Bolometer II gewonnenes Messungsresultat bei den Wellenlängen 2,85 μ und 4,35 μ wieder; sie gibt an, welchen Ausschlag die einzelnen Serien mit bezw. ohne Hohlspiegel bewirken.

Tabelle 2.

$\lambda = 2{,}85\ \mu$

1	Serie	ohne	Hohlspiegel:	26,7	Skalent
1	„	mit	„	43,5	„
2	Serien	ohne	„	50,5	„
2	„	mit	„	83,1	„
3	„	ohne	„	84,1	„
3	„	mit	„	132,3	„
4	„	ohne	„	114,5	„
4	„	mit	„	173,6	„

Tabelle 3.

$\lambda = 4{,}35\ \mu$

1	Serie	ohne	Hohlspiegel:	64	Skalent.
1	„	mit	„	79,8	„
2	Serien	ohne	„	92,4	„
2	„	mit	„	95,7	„
3	„	ohne	„	109.7	„
3	„	mit	„	111,2	„
4	„	ohne	„	112,1	„
4	„	mit	„	113,5	„

Wir entnehmen aus dieser Gegenüberstellung, dass zwar in der Wasserdampfbande jedesmal eine beträchtliche Steigerung des Emissionsvermögens eintritt, wenn durch Hinzufügen einer weiteren Brennerserie oder des Hohlspiegels die Dicke der strahlenden Schicht vermehrt wird, dass aber in der CO_2-Bande bei 4,35 μ drei Serien bis auf 2,2 % ebensoviel strahlen als vier Serien und vier Serien ohne dahintergesetzten Hohlspiegel bis auf 1,3 % ebensoviel als mit Hohlspiegel.

Hier wird also nahezu alles, was die vierte Serie gegen den Spektrometerspalt ausstrahlt, von den drei vorderen Serien absorbiert. Das besagt aber, dass die ersten drei Serien und umsomehr alle vier Serien auch schwarze Kohlensäurestrahlung von 4,35 μ emittieren.

§ 5. Vergleich mit dem absolut schwarzen Körper.

Diese schwarze Kohlensäurestrahlung verglich ich nun, um auf die Flammentemperatur schliessen zu können, direkt mit der eines elektrisch geglühten Lummer-Kurlbaum[1])-schen schwarzen Körpers. Dessen Temperatur konnte durch ein von der physikalisch-technischen Reichsanstalt geeichtes Le Chateliersches Thermoelement bestimmt werden, und im Prinzip genügt es für den vorliegenden Fall, sein Emissionsvermögen für die Wellenlänge $\lambda = 4{,}35$ μ bei irgend einer Temperatur zu messen, ihn dann durch die Bunsenbatterie zu ersetzen und bei derselben Wellenlänge auch deren Emissionsvermögen zu bestimmen.

Es folgt nämlich aus der Planckschen Spektralgleichung für den schwarzen Körper,

$$(1) \qquad E = C \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1}$$

wo E das Emissionsvermögen für die Wellenlänge λ und die absolute Temperatur T und c und C zwei Konstante sind, von denen c den Wert 14450 hat, während C von den Versuchbedingungen abhängt. die Gleichung:

$$(2) \qquad \log E = \log C - 5 \log \lambda - \frac{c}{\lambda T} \log e$$

Diese Gleichung gibt bei konstantem λ die Beziehung zwischen Temperatur und Emissionsvermögen; es ist die Gleichung

[1]) O. Lummer und F. Kurlbaum, Der elektrisch geglühte schwarze Körper. Ann. d. Phys. (4) 5 p. 829. 1901.

der „Isochromaten“. Die Isochromaten sind gerade Linien, wenn man, wie üblich, log E als Ordinate, $\frac{1}{T}$ als Abscisse aufträgt.

Hat man mit Hilfe des schwarzen Körpers ein T mit dem dazugehörigen E gemessen, so findet man aus (2) den Wert von log C und kann die Isochromate zeichnen, aus der sich dann für jedes E, z. B. das der Brennerserie, das zugehörige T direkt ablesen lässt. Um sicher zu gehen, wird man natürlich einige Paare von E- und T-Werten messen, aus jedem log C berechnen und mit dem Mittelwerte die Isochromate zeichnen.

Es wurden nun aus naheliegenden Gründen nicht nur bei 4,35 μ, sondern auch gleich in der Wasserdampfbande bei 2,8 μ Messungen ausgeführt. Auch wurde gleich die Strahlung der einzelnen Serien, nicht bloss die aller vier Serien zusammen, mit der des schwarzen Körpers verglichen. Der Brennerrand lag dabei 6,5 cm unter der Collimatorachse.

Das Resultat war folgendes:

Tabelle 4.

$\lambda = 2{,}8\ \mu$.

Emission in Skalenteilen.	
Schwarzer Körper von 1366° abs:	85
„ „ „ 1178° „	44,9
1. Brennerserie	20
2 Brennerserien	37,5
3 „	63,8
4 „	85

$\lambda = 4{,}35\ \mu$

Schwarzer Körper von 1364° abs:	30,5
„ „ „ 1175° „	20
1. Brennerserie	37
2 Brennerserien	47,8
3 „	58
4 „	59,5

Für log C ergeben die Beobachtungen am schwarzen Körper bei 2,8 μ die Werte 5,8061 und 5,7907, im Mittel 5,7984 bei 4,35 μ die Werte 5,7346 und 5,7214, im Mittel 5,7280. Mit diesen Mittelwerten, die zusammenfallen müssen, wenn wir die Ausschläge aufs Normalspektrum umrechnen, die Verluste durch Reflexion an den Prismenflächen u. s. w. berücksichtigen, wurden die Isochromaten 2,8 μ und 4,35 μ berechnet.

Zur Temperaturbestimmung liess sich jetzt ohne weiteres nur die Emissionsmessung aller vier Brennerserien bei 4,35 μ heranziehen, weil nur dabei schwarze Strahlung mit schwarzer Strahlung verglichen wird. Und zwar liest man aus der Isochromate 4,35 μ ab, dass zu dem Ausschlag von 59,5 Skalenteilen die Temperatur

$$1901^0 \text{ abs} = 1628^0 \text{ C.}$$

gehört. Unter den gemachten Annahmen wäre also dies die mittlere Temperatur der Bunsenflamme.

Dieser Wert erscheint recht niedrig. Es liegt nahe, ihn dadurch zu kontrollieren, dass man das Absorptionsvermögen der einzelnen Serien misst und aus diesen Absorptionsbestimmungen und den in Tabelle 4 schon gegebenen Emissionsbestimmungen weitere Werte für die Flammentemperatur herleitet.

Die Absorption wurde wieder mit der Versuchsanordnung Fig. 5 gemessen, nur dass die Brennerbatterie nicht direkt vor den Spalt, sondern zwischen die beiden Hohlspiegel Sp_1 und Sp_2 gesetzt wurde. Es ergaben sich in der Höhe 6,5 cm über dem Brennerrand:

Tabelle 5.

$\lambda = 2{,}8$ μ.

Absorptionsvermögen:	
1. Serie	7 %
2 Serien	11 %
3 „	19 %
4 „	28 %
Mittlerer Fehler:	1,7 %

$\lambda = 4{,}35\ \mu$

1. Serie	50 %
2 Serien	64 %
3 „	74 %
4 „	79 %
Mittlerer Fehler	1,4 %

Dabei muss bemerkt werden, dass die Werte, besonders in der Wasserdampfbande 2,8 μ an verschiedenen Beobachtungstagen grössere Abweichungen von einander zeigen, die bis zu mehreren Prozenten betragen Es macht sich hier eben dasselbe in stärkerem Masse gelten, wie bei einem Bunsenbrenner: dass wir mit der Flammenschicht nicht wie mit etwas Wohldefiniertem rechnen können, sondern dass wir es mit einem Gebilde zu tun haben, dessen physikalische Eigenschaften innerhalb gewisser Grenzen schwanken. Dasselbe gilt von den Temperaturangaben, die auf diese Messung gegründet werden.

Es ergeben nämlich die 4 Absorptions- und Emissionsbestimmungen an der H_2O-Bande 2,8 μ die Werte:

1751° C
1901° C
1887° C
1802° C

Die vier Bestimmungen an der CO_2-Bande 4,35 μ

1920° C
1977° C
1897° C
1891° C

im Durchschnitt also

1878° C

ein Wert, der jedenfalls nicht gegen die Annahme einer Temperaturstrahlung spricht; denn er zeigt genügende Uebereinstimmung mit den Werten, die andere Methoden liefern.

Dass er so viel höher ist, als der des Mékerbrenners, wo ich in guter Uebereinstimmung mit Schmidt 1707° C gefunden habe, mag zunächst daran liegen, dass sich die Messungen am Mékerbrenner auf eine Stelle der Flamme beziehen, die 2 cm über dem Brennerrande liegt, meine aber auf eine 4—5 cm höhere Stelle, wo die Flamme sicherlich heisser ist. Ferner dürfte der Flamme des Mékerbrenners durch den Nickelrost, über dem sie brennt, Wärme entzogen werden. Schliesslich wird es überhaupt in der Natur der Sache liegen, dass eine Schicht von vielen Flammen infolge der schlechtern Wärmeableitung eine höhere Durchschnittstemperatur zeigt als eine Flamme.

§ 6. Struktur der CO_2-Bande 4,4 μ.

Abgesehen davon entnehmen wir aber aus der Tabelle 5 die wichtige Tatsache, dass die vier Serien, die bei 4,35 μ schwarze Kohlensäurestrahlung emittieren, Kohlensäurestrahlung also auch sicher zu 100 % absorbieren, für das Licht der Nernstlampe nur ein Absorptionsvermögen von etwa 79 % besitzen.

Das scheint mir ein einwandsfreier Beweis für die Diskontinuität dieser Kohlensäurebande zu sein. Aus dieser Voraussetzung ergeben sich in der Tat ungezwungen die Erscheinungen, die wir beobachten: Kohlensäurestrahlung wird von der Brennerbatterie zu 100 % absorbiert, weil sie sich nur aus den Wellenlängen der Linien zusammensetzt, und die Brennerbatterie für diese Wellenlänge schwarz absorbiert und emittiert. Bei diesen Wellenlängen wird auch das kontinuierliche Licht der Nernstlampe vollständig absorbiert, bei den dazwischenliegenden Wellenlängen geht es aber so gut wie ungeschwächt durch die Brenner hindurch. Deshalb ergibt sich, weil der verhältnismässig breite Bolometerstreifen Linien und Zwischenräume bedeckt, ein Absorptionsvermögen von nur 79 % für weisses Licht. Dem Einwande, zwischen den einzelnen Flammen fänden sich

vielleicht mechanische Lücken vor, die weisses Licht hindurchlassen, kann man durch den Hinweis begegnen, dass in dieser Bande noch niemals 100 % als Absorptionsvermögen der Kohlensäure für weisses Licht gefunden worden ist[1]), auch nicht, als das Licht durch die sicherlich lückenlose Kohlensäure in einem Rohr geschickt wurde.

Es hat ja auch von vornherein einige Wahrscheinlichkeit für sich, dass die ultraroten Gasbanden aus einzelnen Linien bestehen; denn es ist nicht einzusehen, warum sie sich prinzipiell von denen im sichtbaren Spektrum unterscheiden sollten.

Nichtsdestoweniger hat Angström[2]) den Standpunkt vertreten, dass die CO_2-Absorptionsstreifen kontinuierliche Bänder bilden. Cl. Schaefer[3]) hingegen schliesst aus seinen Absorptionsbestimmungen unter höherem Druck auf die Existenz von feinen Linien. Diese Ansicht scheint sich mehr und mehr Bahn zu brechen. Selbst Eva v. Bahr[4]), eine Schülerin Angströms nähert sich ihr, wenn sie nach der Behauptung, die Banden seien aller Wahrscheinlichkeit nach kontinuierlich, fortfährt:

> „Dies hindert natürlich nicht, dass die Banden aus mehreren schmalen zusammenfliessenden Banden, oder, wenn man so will, zusammenfliessenden Linien bestehen können, und dass demnach in einer Bande mehrere Absorptionsmaxima und -minima vorhanden wären".

---

[1]) Cf. Paschen, Wied. Ann. 51, p. 9 1894. Cl. Schaefer, Ueber das ultrarote Absorptionsspektrum der Kohlensäure in seiner Abhängigkeit vom Druck. Ann. d. Phys. (4) 16 p. 93, 1905. Eva v. Bahr, Ueber die Einwirknng des Drucks auf die Absorption ultraroter Strahlung durch Gase. Inaug. Diss. Upsala 1908. Auch: Ann. d. Phys. (4) 29, p. 780, 1909.

[2]) K. Angström, Oefversigt af K. Vetensk Akad. Förh. p. 387, 1901.

[3]) Cl. Schaefer, l. c.

[4]) Eva v. Bahr, l. c. In dem Auszug in den Annalen fehlt der zitierte Passus.

Es erscheint übrigens nicht aussichtlos, mit Hilfe eines ganz schmalen Vakuumbolometers, grosser Hohlspiegel und mehrerer Prismen, die die Spiegelöffnung ganz ausfüllen, die einzelnen Linien direkt nachzuweisen; die Bunsenbatterie dürfte eine genügende Energie ausstrahlen.

Die diskontinuierliche Struktur der Banden hat zur Folge, dass wir die schwarze Kohlensäurestrahlung nicht ohne weiteres mit der eines absolut schwarzen Körpers vergleichen können. Wir müssen dabei notwendigerweise zu niedrige Temperaturwerte für die Bunsenflamme finden.

Einer Temperaturbestimmung aus Emission und Absorption scheinen aber trotz der Diskontinuität keine prinzipiellen Bedenken gegenüberzustehen. Wir integrieren bei beiden über Linien und Zwischenräume, und da die Zwischenräume weder zu dem einen noch zu dem anderen Integral einen Beitrag liefern, erscheint es uns einfach so, als ob wir statt des diskontinuierlichen Bunsenbrennerspektrums ein kontinuierliches von geringerer Emission, aber auch geringerer Absorption vor uns hätten.

Schwierigkeiten treten aber infolge der Diskontinuität der Banden auf, wenn man auf die Fehlerquellen eingeht, die der Wasserdampf- und Kohlensäuregehalt der Zimmerluft mit sich bringt. Doch fallen diese Schwierigkeiten in der Hauptsache fort, wie sich aus der eingehenden Diskussion bei Schmidt[1]) ergibt, sobald der Energiebetrag N_a der von der Nernstlampe allein auf das Bolometer fällt, gleich dem Energiebetrag N_b ist, von dem das Bolometer getroffen wird, wenn Nernstlampe und Brenner gleichzeitig strahlen. Diese Bedingung war in der Tat bei allen Messungen annähernd erfüllt; das zeigt ein Blick auf das willkürlich herausgegriffene Beispiel von Seite 42, wo die entsprechenden Werte 192,8 und 194,6 sind.

Die Ergebnisse dieses Teils möchte ich dahin zusammenfassen: Es ist gelungen, schwarze Kohlensäurestrahlung von 4,35 μ darzustellen. Der Gedanke aber, hieraus unter Um-

[1]) H. Schmidt, l. c. p. 1018, ff.

gehung von Absorptionsmessungen die Flammentemperatur zu bestimmen, hat sich als unausführbar erwiesen. Als Grund wurde die Diskontinuität der Kohlensäurebande erkannt, für die so ein neuer Beweis geliefert zu sein scheint.

§ 7. Wasserdampf- und Kohlensäurebanden in anderen Strahlungsquellen.

Zum Schluss sei über einige, noch nicht abgeschlossene Versuche berichtet, die darauf hinzielen, die Wasserdampf- und Kohlensäurebanden in anderen Strahlungsquellen zu untersuchen.

So liess sich die Absorption einer Wasserstoffflamme bei 2,8 μ verhältnismässig leicht mit dem breiten Bolometer messen. Der Wasserstoff wurde einer der käuflichen Bomben entnommen und verbrannte unter einem Ueberdruck von 12 cm Wasser. Genau wie in den vorhergehenden §§ beschrieben, wurde in einer Höhe von 2 cm über dem Brennerrand die emittierte Energie mit der des schwarzen Körpers verglichen; darnach wurde das Absorptionsvermögen der gleichen Flammenstelle bestimmt, das Werte zwischen 1 % und 2 %, im Mittel 1,38 % ergab, und so die Flammentemperatur zu 2137° C gefunden. Allerdings brauchte das Absorptionsvermögen nur um 0,1 % anders zu sein, um zu einer um 80° verschiedenen Temperatur zu führen. Bei den untersuchten Gebläseflammen (Leuchtgas-Luft-, Leuchtgas-Sauerstoff- und Wasserstoff-Sauerstoffgebläse) liegt die Schwierigkeit der Emissions- und vor allem der Absorptionsmessungen in der schwer rekonstruierbaren Gestalt der Flamme. Geringe Aenderungen z. B. des Gaszutritts ändern die Flammengrösse bedeutend und damit ihre Strahlungseigenschaften. Meine Versuche sind hier infolgedessen noch zu keinem Abschlusse gelangt. Das gleiche gilt für die Untersuchungen über das Emissionsvermögen eines Kohlebogens, der in Kohlensäure brennt.

§ 8. Benutzung der Kohlensäurestrahlung zur Bestimmung der Funkentemperatur.

In der Absicht, die Kohlensäurestrahlung auch zur Bestimmung der Funkentemperatur zu benutzen, über die wir noch so gut wie gar nichts wissen, stellte ich zwei Vorversuche an, die zunächst einmal zeigen sollten, ob der Funke überhaupt einen Ausschlag hervorruft: ich liess den Funken eines Induktoriums direkt vor einer Rubensschen linearen Thermosäule in Luft übergehen, ohne dass ein merklicher Ausschlag erfolgte. Dagegen trat sofort einer von etwa 200 Skalenteilen ein, als ich einen Kohlensäurestrom langsam durch den Funkenkanal streichen liess. Es ist also zweifellos, dass die Energie, die diesen Ausschlag bewirkt, von der Kohlensäure ausgestrahlt wird, die sich im Funkenkanale erhitzt.

Ein hell leuchtender Flaschenfunken dagegen bewirkte schon in Luft einen Ausschlag, in einem speziellen Falle 65 Skalenteile. Dieser Ausschlag wurde durch Zuleitung von CO_2 nicht merklich vergrössert.

Um das Absorptionsvermögen des mit Kohlensäure erfüllten Funkenkanals für Kohlensäurestrahlung zu bestimmen, entwarf ich mit einer Flussspatlinse das Bild eines Bunsenbrenners an der Stelle der Funkenstrecke. Dann mass ich welchen Ausschlag der Bunsenbrenner allein (durch den Kohlensäurestrom hindurch), welchen der Funke allein und welchen Bunsenbrenner + Funke ergab, und fand daraus in der oben angegebenen Weise das Absorptionsvermögen des Funkenkanals zu etwa 33 %.

Um die Funkentemperatur zu bestimmen, müsste man diese Messung zunächst mit spektraler Zerlegung wiederholen und ich halte es nicht für ausgeschlossen, dass man bei geringer Dispersion und grossen Prismen in der CO_2-Bande 4,4 μ genügend Energie zur Verfügung haben wird, um einen angenäherten Wert zu finden. Vorläufig fehlte es noch an den geeigneten Apparaten.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau angefertigt. Seinem Leiter, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Lummer, bin ich für das grosse Wohlwollen, das er mir stets bewiesen hat, und für die vielen wertvollen Ratschläge bei der Anfertigung der Arbeit zu stetem aufrichtigem Danke verpflichtet.

Lebenslauf.

Ich, Eberhard Buchwald, evangelischer Konfession, bin am 16. Juli 1886 zu Breslau als Sohn des Professors der Medizin Alfred Buchwald und seiner Ehefrau Marie, geb. Lauterbach, geboren. Ich besuchte das Kgl. König-Wilhelms-Gymnasium in meiner Vaterstadt, das ich Ostern 1904 mit dem Zeugnis der Reife verliess. Alsdann studierte ich an den Universitäten Breslau, Würzburg und Bonn 11 Semester lang Physik und Mathematik und hörte dabei die Vorlesungen und Uebungen der Herren:

Abegg, Baumgartner, Frech, Hintze, Kneser, Landsberg, Lummer, O. E. Meyer, Pringsheim, Rosanes, Dr. Schaefer in Breslau.

Cantor, Dr. Everscheim, Kaufmann, Kayser, Kowalewski, Külpe, Dr. Pflüger, Prym, Dr. Schmidt, Seitz, Stölzle, Wien.

Ihnen allen bin ich zu grossem Danke verpflichtet.

Vom 1. April 1908 bis zum 1. Oktober 1909 war ich als Hilfsassistent am physikalischen Institut der Universität Breslau tätig. Seit dem 1. November 1909 genüge ich meiner Militärpflicht beim Husarenregiment Graf Goetzen (2. schles.) No. 6 in Leobschütz.